

УДК 537.311+541.183

©1994

## О МЕХАНИЗМЕ ПРОВОДИМОСТИ В ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ДИБЕНЗОТЕТРААЗААННУЛЕНОВ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

*Б.А.Снопко, Я.Д.Лампека, М.В.Курик*

Изучены электрофизические характеристики тонких поликристаллических пленок нового органического полупроводника — дибензотетраазааннулена — в сильных электрических полях. Показано, что использование теории нелинейной перколяционной проводимости для таких полупроводниковых структур позволяет непротиворечиво описать вид их ВАХ и объяснить зависимость ВАХ от концентрации молекулярного кислорода в газовой фазе. Сделан вывод о том, что при  $10^4 < E < 5 \cdot 10^5$  В/м на распределение высот межкристаллических барьеров основное влияние оказывают концентрация и зарядовое состояние кислородных центров адсорбционного происхождения, а при  $E > 5 \cdot 10^5$  В/м — структурные дефекты материала.

Широкое использование органических молекулярных полупроводников (ОМП) в качестве элементов микроэлектронных устройств [1], преобразователей энергии [2], анализаторов газов [3] и др. в значительной мере сдерживается отсутствием четких представлений о механизмах протекающих в них физико-химических процессов. В первую очередь это относится к поликристаллическим системам на основе органических и металлоорганических соединений, для электрофизических характеристик которых в области сильных электрических полей характерен ряд эффектов (долговременные релаксации электропроводности [4], нелинейные ВАХ [5] и т.д.). Их природа в литературе практически не обсуждалась. Рядом исследователей отмечались важная роль пространственной неоднородности поликристаллических образцов ОМП и необходимость ее учета при рассмотрении процессов переноса [5], однако прямой анализ экспериментальных данных с учетом представлений о пространственно-неупорядоченных объектах, в частности, с использованием методов теории протекания не проводился. Вместе с тем формальная модель такого объекта, описывающая реальную поликристаллическую структуру сеткой нелинейных сопротивлений, позволила непротиворечиво описать ряд эффектов, наблюдаемых в электрофизических характеристиках неорганических полупроводников [6]. В частности, было показано, что ВАХ поликристаллического полупроводника в сильных электрических полях описывается выражением, следующим из теории нелинейной перколяционной проводимости [7]

$$J = J_0 \exp \left| \left| c \frac{e|E|a}{kT} f^{-\nu}(\xi_c) \right|^{\frac{1}{1+\nu}} \right|, \quad (1)$$

где  $c$  — константа;  $a$  — средний размер микросталла;  $J_0$  — величина, слабо зависящая от  $E$ ;  $\nu = 0.88$ ;  $f(\xi)$  — некоторая функция. Она характеризует степень пространственной неупорядоченности объекта (дисперсию высот межкристаллических барьеров  $D\xi \gg 1$ ) и определяет как высоты ключевых межкристаллических барьеров  $\xi_c$ , лежащих на уровне протекания, так и средний масштаб пространственной неоднородности  $L_c$

$$L_c \gg a \gg L_D, \quad (2)$$

где  $L_D$  — дебаевский радиус экранирования.

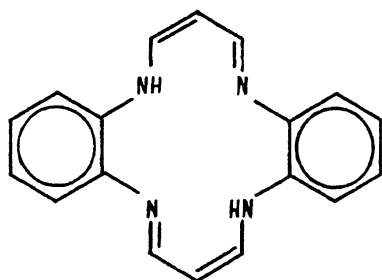
Если первоначально высоты барьеров распределены независимо с постоянной плотностью в интервале  $\Delta\xi = \xi_{0,\max} - \xi_{0,\min}$ , то область электрических полей, в которых справедлива формула (1), ограничена неравенствами

$$\frac{kT\Delta\xi^{-\nu}}{ea} \ll E \ll \frac{kt\Delta\xi^\nu}{ea}, \quad (3)$$

где  $e$  — элементарный заряд. Левое неравенство в (3) определяет границу сильных полей [5], когда критические барьеры уже нельзя рассматривать как омические сопротивления, а правое неравенство продиктовано требованием, чтобы изменения уровня протекания не выходили за пределы области масштабной инвариантности (скейлинга), где  $L_c \gg a$ . Несмотря на принципиальные различия между органическими и неорганическими полупроводниками, формальная модель поликристаллического объекта является общей, так как учитывает влияние структурной неоднородности материала на процесс переноса заряда в макроскопических масштабах.

Необходимо отметить, что характерная для нелинейной перколяционной проводимости функциональная зависимость плотности тока  $J$  от напряжения поля  $E$  ( $\ln(J) \approx \beta E^{1/2}$ ) совпадает с таковыми, описывающими перенос заряда, лимитированный процессом термоионной эмиссии Шоттки [2] или термическим возбуждением захваченных на ловушки носителей заряда по механизму Пула-Френкеля [2]. При этом, однако, только в первом случае электропроводность поликристаллических полупроводниковых структур зависит от степени беспорядка в них, т.е. от распределения высот межкристаллических барьеров. Известно, что одним из способов изменения этого распределения является адсорбция (десорбция) электрически активных частиц (например, кислорода), концентрация и зарядовое состояние которых определяет вид функции  $f(\xi)$  [8] и позволяет отличить механизм нелинейной перколяционной проводимости от механизмов Шоттки и Пула-Френкеля [9]. Учитывая наличие равновесия между пленкой ОМП и газовой фазой, на концентрацию поверхностно связанного кислорода можно влиять изменением давления воздуха в измерительной ячейке.

В соответствии с этим с целью экспериментальной проверки применимости теории нелинейной перколяционной проводимости и формальной модели полупроводникового объекта для описания процессов переноса заряда в ОМП в области сильных электрических полей в



**Рис. 1.** Структура  $H_2TAA$   
(полное химическое название:  
5,14-дигидродибензо[*b,i*][1,4,8,11]  
тетраазациклотетрадецин).

данной работе были изучены электрофизические характеристики тонких пленок нового органического полупроводника — дибензотетраазанулена ( $H_2TAA$ ) (рис. 1) при нормальном и пониженном давлении воздуха.

### 1. Экспериментальная часть

$H_2TAA$  был получен по методике [10] и очищен трехкратной перекристаллизацией из диметилформаида. Пленки  $H_2TAA$  получались методом термического напыления в вакууме ( $\approx 5 \cdot 10^{-4}$  Па) на стеклянные подложки размером  $12 \times 18$  мм с электродами в виде раstra ( $SnO_2$ , межэлектродное расстояние  $d = 2 \cdot 10^{-4}$  м, эффективная длина  $l = 1.7 \times 10^{-2}$  м), находящимися при комнатной температуре (скорость напыления  $\approx 20$  nm/min). Толщина пленок  $100 \pm 10$  nm. Изготовленные таким образом структуры поверхностного типа помещались в герметичную камеру, предотвращающую попадание света и гарантирующую постоянный состав атмосферы, с подводящими линиями, обеспечивающими токи утечки не более  $10^{-14}$  А. Измерения проводились при нормальном ( $\approx 1 \cdot 10^5$  Па) и пониженном ( $\approx 133$  Па, в дальнейшем «вакуум») давлении воздуха. Напряжение на электроды подавалось от стабилизированного источника питания П4105 (при этом высокопотенциальный электрод поверхностной структуры имел отрицательный потенциал относительно «заземленного» низкопотенциального электрода) и контролировалось цифровым вольтметром В7-32. Последовательно с образцом подключался электрометрический усилитель постоянного тока У5-9, входное сопротивление которого в режиме усиления тока в интересующем нас диапазоне измерений удовлетворяло условиям режима постоянного поля. Напряжение на выходе усилителя измерялось цифровым вольтметром типа В7-21 и регистрировалось на самопишущем компенсационном потенциометре К201. Измерения проводились только в направлении возрастания напряжений со временем «отдыха» между записями релаксационных кривых не менее 15 h, чтобы исключить влияние предыстории образца. Максимальные величины электрических полей, развиваемых в поверхностной структуре, были ограничены при нормальном давлении деструкцией образца, наблюдавшейся при  $E > 1.5 \cdot 10^{-6}$  V/m, в то время как при пониженном давлении релаксация электропроводности были обратимы во всем диапазоне прикладываемых потенциалов ( $E \approx 1 \cdot 10^4 \div 10^6$  V/m). Напряженность поля в межэлектродном пространстве рассчитывалась как среднегеометрическая по формуле  $E = V/d$ , так как различия в напряженности поля на поверхности пленки и подложки не превышали 0.001% [11].

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости плотности тока  $J$  от времени после приложения к поверхностной структуре  $\text{H}_2\text{TAA}$  внешнего постоянного электрического поля при нормальном и пониженном давлении воздуха. Видно, что долговременные релаксации представляют собой монотонно возрастающие зависимости, соответствующие увеличению проводимости образца со временем. Аппроксимации кривых  $J = f(t)$  элементарными функциями показали, что начальные участки, соответствующие малым временам  $t < t^*$ , где  $t^*$  — характерное время, зависящее от приложенного напряжения и концентрации кислорода, хорошо описываются экспоненциальной функцией вида  $J = a \exp(bt)$ . Величины параметров  $a$ ,  $b$  и их изменения от напряженности электрического поля позволяют установить функциональную зависимость  $J$  от  $E$ :  $J \approx J_0 \exp(\beta E^{1/2})$ , которая совпадает с уравнением (1), описывающим ВАХ в рамках теории нелинейной перколяционной проводимости. При  $t > t^*$  экспериментальные кривые хорошо описываются логарифмической функцией  $J \approx c \ln(t) + d$ , при этом функциональная зависимость  $J$  от  $E$  имеет вид  $J \approx J_0 E^{2.2}$  при  $E < E_{\text{crit}}$  в вакууме и  $J \approx J_0 \exp(\beta E^{1/2})$  в остальных случаях, где  $E_{\text{crit}} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ .

Так как электропроводность пленок изменяется со временем (рис. 2), то непосредственная регистрация ВАХ в произвольный момент некорректна. Поэтому ВАХ строились как сечения по времени серии кривых релаксации тока при различных напряженностях поля (рис. 3). На основании полученных результатов и данных рис. 2, 3 на эмпирическом уровне можно сделать следующие выводы.

Долговременные релаксации наблюдаются при  $E > E_{\text{min}}$ , где  $E_{\text{min}} \approx \approx 10^4 \text{ V/m}$ ; при отключении тянущего напряжения проводимость медленно спадает до своего начального значения. Вид релаксационных кривых зависит как от приложенного напряжения, так и от давления в измерительной ячейке, при этом характерные времена релаксаций уменьшаются, а квазистационарные значения плотности тока увеличиваются с ростом напряженности поля и понижением давления воздуха (в последнем случае при  $t < t^*$ , если  $E < E_{\text{crit}}$ ). При  $E > E_{\text{min}}$

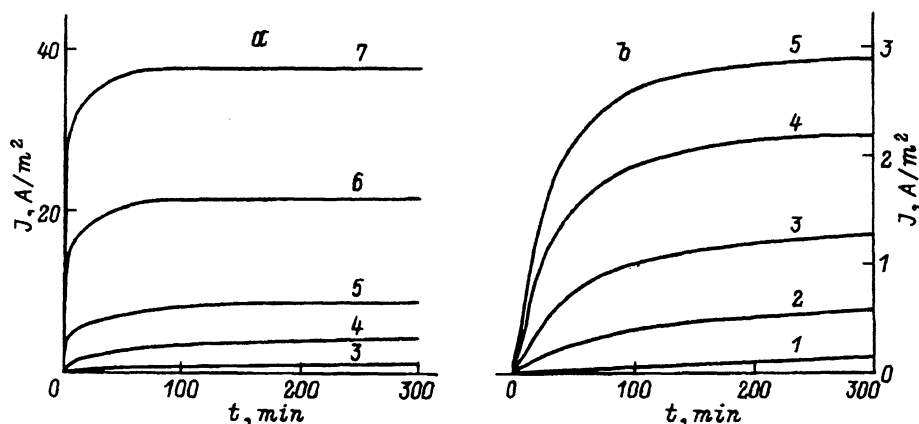


Рис. 2. Зависимость плотности тока от времени в вакууме (а) и на воздухе (б) при различных напряженностях внешнего электрического поля.

$E$ , V/m: 1 — 1.5, 2 — 3.0, 3 — 4.5, 4 — 7.5, 5 — 10.0, 6 — 15.0, 7 — 20.0.

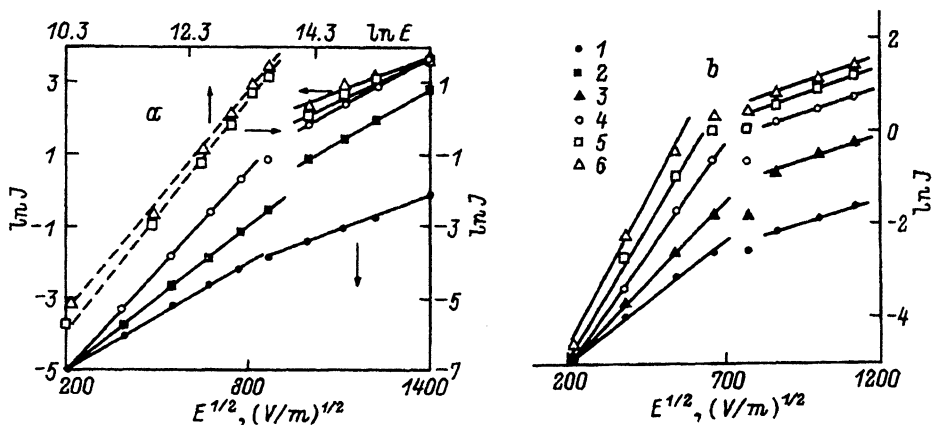


Рис. 3. ВАХ поверхностных структур  $\text{SnO}_2/\text{H}_2\text{TAA}/\text{SnO}_2$  в вакууме (а) и на воздухе (б) в различные моменты времени после приложения внешнего электрического поля.

1 — 0.02 («дорелаксационная»), 2 — 1, 3 — 10, 4 — 30, 5 — 100, 6 — 300 min.

ВАХ поверхностных структур  $\text{SnO}_2/\text{H}_2\text{TAA}/\text{SnO}_2$  хорошо описываются выражением (1) в области полей  $E_{\min} \div E_{\text{crit}}$  (при любых  $t$  на воздухе и  $t < t^*$  в вакууме) и  $E_{\text{crit}} \div E_{\text{max}}$  (при любых  $t$  на воздухе и в вакууме). Тангенс угла наклона  $\beta$  линейного участка ВАХ в координатах  $\ln(J/J_0) - E^{1/2}$  возрастает со временем, если  $E < E_{\text{crit}}$ , и несколько уменьшается, если  $E > E_{\text{crit}}$ ; при этом значения  $\beta$  меньше в области больших полей (рис. 4). Величина  $\beta$  как для «дорелаксационной» ( $\beta^0$ ), так и для «квазистационарной» ( $\beta^{eq}$ ,  $E > E_{\text{crit}}$ ) ВАХ меньше при нормальном давлении, чем в вакууме. При  $t > t^*$  и  $E < E_{\text{crit}}$  в вакууме ВАХ хорошо линейризуется в координатах  $\ln(J) - \ln(E)$  с тангенсом угла наклона  $2.2 \pm 0.1$ . Сопоставление полученных результатов с выводами, следующими из рассмотрения процессов переноса заряда, лимитированных эффектами Шоттки или Пула-Френкеля, показывает, что совокупность изложенных фактов не может быть объяснена в рамках этих представлений [9].

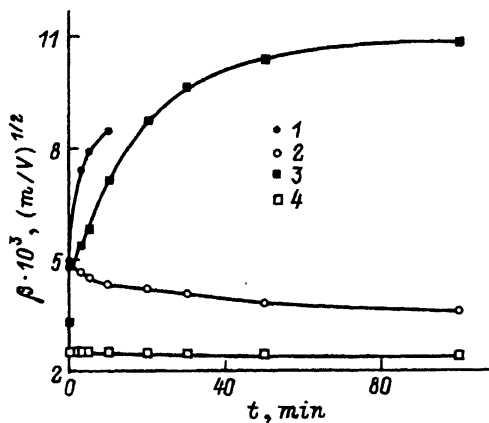


Рис. 4. Зависимость величины  $\beta$  от времени в вакууме (1) и на воздухе (3,4).

$E < E_{\text{crit}}$  (1,3),  $E > E_{\text{crit}}$  (2,4).

Как уже отмечалось, типичной особенностью объектов, для которых характерны наблюдаемые эффекты, является поликристаллическая структура. В ней параметры контактов между кристаллитами варьируются в очень широком диапазоне. Барьерно-разупорядоченный характер образца обуславливает не только необходимость учета при вычислении его электропроводности чисто полевого понижения высот межкристаллических барьеров, но и перестройку системы токовых путей между электродами. Неравенства (3) позволяют сделать оценку величины амплитуды разброса высот межкристаллических барьеров  $V_0 = \Delta\xi kT$

$$V_0 > 2kT(E_{\max}/E_{\text{crit}}) \approx 0.3 \div 0.4 \text{ eV},$$

которая согласуется с предположением, лежащим в основе модели:  $\Delta\xi \gg 1$ . В то же время проверить справедливость условия (3) в той форме, в которой оно представлено выше, для органических молекулярных полупроводников затруднительно. Так, если средний размер кристаллитов можно оценить из микроскопических исследований [5], то корректное определение величины  $L_D$  особенно для высокоомных поликристаллических образцов, концентрация носителей заряда в которых поддерживается инъекцией из электродов, во многих случаях невозможно. Вместе с тем неравенства (3), с физической точки зрения, задают условия того, что поверхностный слой обеднения не проникает глубоко в объем и в центре кристаллита имеется монокристаллическая область с постоянным значением электрического потенциала и химическим потенциалом  $\zeta$ , одинаковым для всех кристаллитов. При этом предполагается, что изменения  $\zeta$ , вызванные перераспределением носителей как внутри микрокристаллов, так и между ними вследствие действия внешнего поля, малы по сравнению с электрическим потенциалом монокристаллической области. По существу такое приближение означает пренебрежение диффузионными потоками между кристаллитами и учет только дрейфовой компоненты тока и может быть принят для модельного описания процессов переноса носителей заряда в ОМП.

Как уже отмечалось, электропроводность поликристаллического образца лимитируется межкристаллическими барьерами, обусловленными уменьшением концентрации основных носителей заряда — дырок ( $\text{H}_2\text{TAA}$ —полупроводник  $p$ -типа [12]) в области контактов вследствие захвата на энергетические уровни дефектов структурного и примесного происхождения и процессов рекомбинации. Как показано в [13,14], совокупность уровней дефектов структурного происхождения имеет достаточно широкое гауссовское распределение по энергии и центрировано на соответствующих уровнях проводимости молекулярных поляронов  $M_p^+$  и  $M_p^-$ , что предопределяет слабое влияние внешнего электрического поля на степень их заполнения. Известно также, что практически всегда поликристаллические ОМП содержат в своем составе адсорбированный кислород [2], причем преимущественно в виде супероксид-анион радикалов  $\text{O}_2^-$  [15]. Однако данные по диффузии кислорода в монокристаллитах фталоцианинов [16] и его влиянию на спектры ЭПР монокристаллических и поликристаллических образцов ОМП [17], а также относительно небольшая величина его редоксипотенциала, недостаточная для химического окисления  $\text{H}_2\text{TAA}$  [18], позволяют пред-

положить, что в отсутствие дефектов кристаллической структуры примесные состояния кислорода находятся преимущественно в нейтральной форме. Вместе с тем адсорбированный кислород может создавать локальные центры, способные эффективно захватывать свободные электроны, в тех областях поликристалла, где имеется обедняющий изгиб уровней проводимости релаксированных носителей заряда (для полупроводника *p*-типа). Такие кислородные центры вследствие своего пространственного и энергетического положения могут выступать в качестве либо центров рекомбинации, либо кулоновских ловушек для дырок. Преобладание одного из указанных выше механизмов влияния кислородных центров на концентрацию свободных дырок определяется высотой барьера вокруг потенциальной ямы захвата электрона, обусловленного образованием ряда локальных уровней рассеивания носителей заряда из-за различий в поляризуемости молекул кислорода и  $\text{H}_2\text{TAA}$  [19]. Таким образом, в областях межкристаллических контактов локализованы преимущественно заряженные центры кислорода ( $\text{O}_2^-$ ), степень заполнения которых зависит как от положения уровня электрохимического потенциала  $\zeta$ , так и от изгиба уровней проводимости молекулярных поляронов  $\xi$ . При относительно небольшой величине параметра дисперсии гауссовского распределения локальных состояний адсорбированного кислорода по энергии (с максимумом при  $E_a$ ) заполнение таких центров может оказаться достаточно чувствительным к действию внешнего электрического поля, особенно в случае близкого расположения  $\zeta$  и  $E_a$ .

При отсутствии внешнего электрического поля и при постоянном составе атмосферы в системе устанавливается задающее стационарное значение функции  $f(\xi)$  равновесие, соответствующее выравниванию уровней электрохимического потенциала кристаллитов с равновесным заполнением кислородных центров и локальных состояний структурного происхождения. Известно, что информацию об адсорбционном изменении барьерной разупорядоченности поликристалла можно получить из анализа «дорелаксационных» ВАХ, полученных в условиях, когда можно пренебречь процессами перезалпления локальных состояний под действием электрического поля. Как видно из рис. 3, 4, уменьшение давления воздуха, приводящее к удалению из пленки адсорбированного в нейтральной форме кислорода и вследствие наличия равновесия между его нейтральной и заряженной формами — к соответствующему уменьшению концентрации анионрадикальной формы  $\text{O}_2^-$ , увеличивает  $\beta^0$  от  $3.3 \cdot 10^{-3} (\text{m/V})^{1/2}$  при нормальном давлении до  $4.9 \cdot 10^{-3} (\text{m/V})^{1/2}$  в вакууме. Такая зависимость величины  $\beta$  от содержания кислорода находится в соответствии с выводами теории нелинейной перколяционной проводимости и обусловлена увеличением разброса высот межкристаллических барьеров вследствие уменьшения количества заряженных кислородных центров в вакууме.

После приложения к поверхностной структуре внешнего постоянного электрического поля функция  $f(\xi)$  начинает изменяться со временем из-за влияния полевого понижения высот ключевых барьеров на степень заполнения локальных дефектов главным образом примесного происхождения. При этом вследствие наличия зависящей от времени корреляции между обусловленным кислородными центрами изменени-

ем высоты барьера и его первоначальной высотой [8] уменьшение  $\xi$  под действием внешнего поля приводит к изменению скорости переноса заряда с еще заполненных уровней кислорода. Это, естественно, выражается в трансформации первоначального распределения высот и количества критических барьеров  $\xi_c$ , что проявляется в изменении как электропроводности, так и тангенса угла наклона ВАХ  $\beta$  от времени. Рост величины  $\beta$  со временем при  $E < E_{crit}$  (для  $t < t^*$ ), обусловленный переходом части  $O_2^-$  в нейтральную форму, свидетельствует о возрастании дисперсии высот межкристаллических контактов. В то же время при  $E > E_{crit}$  наблюдается резкое уменьшение величины  $\beta$  (рис. 4), выражающееся в существенном уменьшении нелинейности ВАХ и соответствующее «переключению» образца в «высокопроводящее» состояние. Это связано, по-видимому, с тем, что при  $E \approx E_{crit}$  полевое уменьшение высот межкристаллических барьеров становится достаточным для выравнивания  $E_a$  и  $\zeta$ , вследствие чего кислородные центры переходят преимущественно в нейтральную форму и не оказывают существенного влияния на дисперсию разброса высот межкристаллических барьеров. Сравнение значений  $\beta$  при  $E < E_{crit}$  и  $E > E_{crit}$  свидетельствует в пользу того, что при напряжениях поля, превышающих  $E_{crit}$ , пространственно-неоднородная структура переходит в частично упорядоченное состояние, причем в вакууме эта упорядоченность ниже:  $\beta_{vac}^{eq} = 3.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta_{air}^{eq} = 2.4 \cdot 10^{-3} (m/V)^{1/2}$ . Большее значение  $\beta^{eq}$  в вакууме и его уменьшение со временем объясняются большей эффективностью десорбционных процессов, вызванных опустошением кислородных центров.

Уже отмечалось, что при  $t > t^*$  и  $E < E_{crit}$  в вакууме наблюдаются изменения функциональной зависимости  $J = \varphi(E)$  от  $J \approx (\beta E^{1/2})$  до  $J \approx E^2$ , характерной для режима тока, ограниченного пространственным зарядом инжектированных носителей [20], когда электропроводность образца лимитируется объемными свойствами материала, а не контактными явлениями. Следовательно, в вакууме при  $t > t^*$  происходит фактическое нивелирование межкристаллических барьеров и установление в образце однородного распределения электрического поля. Это связано, по-видимому, с тем, что в вакууме, где концентрация кислородных центров меньше и дисперсия высот барьеров больше (рис. 4), падения напряжения на ключевых барьерах превышают аналогичную величину на воздухе, где имеется группа «выровненных» барьеров с высотой, близкой к  $\xi_c$ , равномерно компенсирующая влияние внешнего поля. Это приводит к более сильному полевому понижению высот межкристаллических барьеров в вакууме, что выражается в приближении  $E_a$  к  $\zeta$  при  $t \approx t^*$  вследствие опустошения кислородных центров адсорбционного происхождения. При  $E > E_{crit}$ , когда кислородные центры находятся преимущественно в нейтральной форме, объемный заряд, компенсирующий влияние заряженных кислородных центров, не образуется и ТООЗ не наблюдается.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что применение теории нелинейной перколяционной проводимости позволяет непротиворечиво описать всю совокупность наблюдаемых эффектов и сделать вывод о том, что на электрофизические характеристики поликристаллических органических полупроводниковых материалов в сильных электрических полях доминирующее влияние оказы-



вает их пространственная неоднородность. Распределение высот межкристаллических барьеров определяется как структурой пленки (дефекты), так и состоянием кислородных центров адсорбционного происхождения (при  $E_{\min} < E < E_{\text{crit}}$ ), расположенных в областях межкристаллических контактов. Изменение содержания кислорода в газовой фазе приводит (вследствие его адсорбции) к изменению дисперсии высот межкристаллических барьеров; при этом чем больше кислородных центров находится в заряженной форме, тем эта дисперсия меньше. Таким образом, можно утверждать, что процессы переноса заряда в поликристаллических пленках дибензотетраэразааннулена в области сильных электрических полей описываются новым для ОМП механизмом — нелинейной перколяционной проводимостью; при этом моделью полупроводникового объекта является поликристалл с системой межкристаллических барьеров, имеющих широкий разброс по высоте.

Авторы (Б.А.Снопко и Я.Д.Лампека) благодарят Фонд фундаментальных исследований Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий за финансовую поддержку (проект 3/114).

### Список литературы

- [1] Honeybourne C.L. // J. Phys. Chem. Solids. 1987. V. 48. N 2. P. 109-141.
- [2] Симон Ж., Андре Ж.-Ж. Молекулярные полупроводники. Фотоэлектрические свойства и солнечные элементы. М.: Мир, 1988. 344 с.
- [3] Honeybourne C.L., Ewen R.J., Hill C.A.S. // J. Chem. Soc., Faraday Trans. I. 1984. V. 80. N 4. P. 851-863.
- [4] Мокшин В.М., Постников О.А. // Хим. физика. 1985. Т. 4. № 10. С. 1327-1331.
- [5] Мешков А.М. // Автореф. докт. дис. Л., 1986.
- [6] Шкловский Б.И. // ФТП. 1979. Т. 13. № 1. С. 93-97.
- [7] Винников А.Я., Мешков А.М., Савушкин В.И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 10. С. 2985-30001.
- [8] Мясников И.А., Сухарев В.Я., Куприянов Л.Ю., Завьялов С.А. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях. М.: Наука, 1991. 327 с.
- [9] Чистяков В.В., Сухарев В.Я., Мясников И.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2305-2308.
- [10] Hiller H., Dimroth P., Pfitzner H. // Liebigs. Ann. Chem. 1968. V. 717. N 1. P. 137-147.
- [11] Gardner J.W. // Sensors and Actuators. 1989. V. 18. N 3-4. P. 373-387.
- [12] Lampeka Ya.D., Snopok B.A. // Proc. XVII Internat. Symp. on Macrocyclic Chemistry. 1992. P. P89.
- [13] Силиньш Э.А., Курик М.В., Чапек В. Электронные процессы в органических молекулярных кристаллах. Явления локализации и поляризации. Рига: Зинатне, 1988. 329 с.
- [14] Электронные процессы в органических молекулярных кристаллах: Перенос, захват, спиновые эффекты / Под ред. Э.А.Силиньша. Рига: Зинатне, 1992. 363 с.
- [15] Wright J.D. // Mater. Sci. 1987. V. 13. N 1-2. P. 295-298.
- [16] Yasunaga H., Kojima K., Yohda H., Takeja K. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 27. N 4. P. 1024-1030.
- [17] Симонян М.В. // Автореф. канд. дис. Аштарак, 1989.
- [18] Kadish K.M., Schaeper D., Bottomley L.A., Tsutsui M., Bobsein R.L. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1980. V. 42. N 3. P. 469-474.
- [19] Гайлис А.К. // Автореф. канд. дис. Рига, 1973.
- [20] Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах. Т. 1. М.: Мир, 1985. 544 с.

Институт физики АН Украины Киев  
 Институт физической химии  
 им.Л.В.Писаржевского АН Украины  
 Киев

Поступило в Редакцию  
 9 августа 1993 г.